

DOI: 10.25558/VOSTNII.2025.41.64.006

УДК 622.272:516.02

© С. В. Черданцев, Н. В. Черданцев, П. А. Шлапаков, В. В. Колыхалов, С. А. Хаймин, 2025

С. В. ЧЕРДАНЦЕВ

д-р техн. наук,
главный научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: svch01@yandex.ru



Н. В. ЧЕРДАНЦЕВ

д-р техн. наук,
главный научный сотрудник
ФИЦ УХХ СО РАН, г. Кемерово
e-mail: nvch2014@yandex.ru



П. А. ШЛАПАКОВ

канд. техн. наук,
заведующий лабораторией
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: shlapak1978@mail.ru



В. В. КОЛЫХАЛОВ

старший научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: X77kem@mail.ru



С. А. ХАЙМИН

старший научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: hsa007@mail.ru



О НЕКОТОРЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ДЕТОНАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЯХ РУДНИЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Разработка угольных месторождений подземным способом неизбежно сопровождается образованием угольной пыли в очистных и подготовительных забоях и ее распространением по всей рудничной атмосфере угольной шахты. Смешиваясь с выделяющимся из разрушенного угля метаном и подаваемым в горные выработки воздухом, угольная пыль образует пылегазовоздушные смеси, представляющие собой горючие смеси, которые при определенных условиях

предрасположены к детонационным процессам, мощности которых могут быть значительными, что обуславливает образование ударных волн, обладающих большой разрушительной силой. Исследование детонационного процесса в пылегазовоздушной смеси является, на наш взгляд, достаточно актуальной и сложной задачей, как с физической, так и с математической точки зрения. В рассматриваемой статье на базе ряда допущений обсуждаются некоторые газодинамические и теплофизические процессы, сопровождающие образование и протекание детонационных волн в атмосфере горных выработок. В ходе исследования этих процессов найдены соотношения между основными газодинамическими параметрами на противоположных сторонах ударного фронта. Построены графики газодинамических параметров, анализ которых позволил выявить ряд закономерностей протекания детонационных процессов.

Ключевые слова: ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫЕ СМЕСИ, ДЕТОНАЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС, ПОВЕРХНОСТЬ РАЗРЫВА, УДАРНЫЙ ФРОНТ, ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОРМЕ, УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ, ПОКАЗАТЕЛЬ АДИАБАТЫ ПУАССОНА, ЧИСЛО МАХА, ПРИВЕДЕННАЯ СКОРОСТЬ.

ВВЕДЕНИЕ

В процессе течения в рудничной атмосфере угольных шахт углеродосодержащих пылегазовоздушных смесей могут возникнуть детонационный процесс, представляющий собой самоподдерживающуюся экзотермическую реакцию, обусловленную адиабатическим сжатием, в результате чего возникает разрыв течения смеси, за фронтом которого происходит горение смеси вследствие ее нагрева. Таким образом, детонационный процесс характеризуется наличием в нем двух слоев [1–4]. Первый слой представляет собой ударный фронт, при прохождении через который смесь сильно нагревается. В связи с тем, что толщина ударного фронта очень мала ($\delta \rightarrow 0$), то в его пределах процесс горения развиваться не может. Поэтому область, в которой протекает собственно горение, образует второй, более протяженный слой, примыкающий непосредственно к ударной волне (рис. 1).

Поскольку детонационные процессы являются особой разновидностью разрывных газодинамических течений, то необходимо расширить класс решений исходных уравнений, допустив наличие разрывных решений. Вводя разрыв непрерывности в распределении величин на месте многозначности, мы придем к однозначным решениям с разрывом первого рода. При этом на разрыве необходимо задать условия, связывающие величины, характеризующие течение по обе стороны от поверхности разрыва.

С формальной математической точки зрения возможны разные классы разрывных решений, отбор истинных решений диктуется физической постановкой задачи. Дифференциальные уравнения, описывающие течения газа, полученные в предположении о неразрывности потока, при наличии поверхности разрыва теряют силу [5]. Однако их интегральные прообразы, представляющие собой законы сохранения массы, импульсов и энергии, позволяют сформулировать условия на разрыве. Такой подход к построению решения задачи дает возможность рассматривать класс так называемых, «слабых решений», состоящий из непрерывной части, описываемой дифференциальными уравнениями, и уравнений, описывающих законы сохранения на поверхности разрыва. Важность введения в рассмотрение «слабых решений» обусловлена тем, что расширенный таким образом класс «кусочно-непрерывных» решений уравнений Эйлера позволяет хорошо описать многие реальные течения пылегазовоздушных смесей.

Наиболее простой моделью детонационного процесса является одномерная модель, предложенная Чепменом и Жуге, согласно которой экзотермическая реакция в смеси протекает мгновенно в ударной волне, а расширение сгоревших продуктов происходит в изоэнтропической волне разрежения, следующей за ударным фронтом. В процессе исследования одномерной модели Чепмена — Жуге было установлено, что максимальная

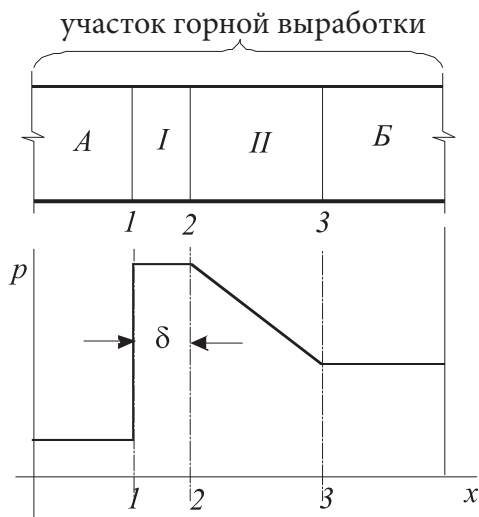


Рис. 1. Схема детонационного процесса в протяженной горной выработке: А — свежая пылегазовоздушная смесь, Б — продукты сгорания; I — ударный фронт, II — зона горения.

скорость распространения детонации является постоянной величиной [1–4]. При этом каждая смесь имеет свою собственную, вполне определенную максимальную скорость, которая не зависит ни от диаметра выработки, ни от кривизны ее продольной оси, ни от давления и температуры. Следовательно, скорость распространения детонации можно рассматривать как некоторую физическую константу конкретной газовой смеси, в силу чего сам детонационный процесс можно считать стационарным.

Из сказанного выше следует, что детонационный процесс в пылегазовоздушной смеси может быть описан с помощью уравнений классической механики жидкостей и газа, вытекающих из законов сохранения массы, импульсов и энергии [6].

В качестве допущения мы будем полагать пылегазовоздушный поток однородным, несмотря на то, что он представляет собой смесь газа и воздуха с определенным количеством пылеугольных частиц [7–9]. Нам представляется такое допущение вполне обоснованным, поскольку мы предполагаем наличие термодинамического равновесия составляющих компонентов смеси и отсутствие скольжения газовой и твердой фаз друг относительно друга.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ ПРОТЕКАНИЯ ДЕТОНАЦИОННОГО ПРОЦЕССА В ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЯХ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК, ЕЁ РЕШЕНИЕ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим детонационный процесс в условиях протяженной горной выработки, представляющей собой одномерную область (рис. 1). Поскольку процесс протекает стационарно, то при прохождении смеси через поверхность разрыва, представляющую собой ударный фронт, можно использовать законы сохранения массы, импульсов и энергии [6]. Так, закон сохранения массы описывается уравнением неразрывности

$$\rho_1 v_1 = \rho_A v_A, \tag{1}$$

а закон сохранения импульсов описывается уравнением сохранения количества движения:

$$p_1 - p_A = \rho_A v_A (v_A - v_1), \tag{2}$$

где p_A , ρ_A , v_A — соответственно давление, плотность и скорость смеси перед ударным фронтом (область А); p_1 , ρ_1 , v_1 — давление, плотность и скорость смеси за ударным фронтом (область I) (см. рис. 1).

Сопоставляя уравнения (1), (2), приходим к равенству:

$$p_1 - p_A = v_1 v_A (\rho_1 - \rho_A), \tag{3}$$

из которого получаем соотношение между давлением, плотностью и скоростью смеси соответственно перед ударным фронтом и за ним

$$\frac{p_1 - p_A}{\rho_1 - \rho_A} = v_1 v_A. \tag{4}$$

Поскольку теплообмен между боковой поверхностью выработки и окружающим породугольным массивом не происходит, то энтальпия смеси остается величиной постоянной и ее можно определить из уравнения Бернулли в форме [6]

$$\frac{v^2}{2} + i = i_{(0)}, \tag{5}$$

где i — значение энтальпии смеси, движущейся со скоростью w ; $i_{(0)}$ — энтальпия покоящейся смеси ($v_0 = 0$), которые определяются как [10]:

$$i = c_p T, \quad i_{(0)} = c_p T_{(0)}, \quad (6)$$

где c_p — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении; T — текущее значение температуры, T_0 — температура покоящейся смеси. Подставив выражения (6) в уравнение (5) и выполнив преобразования, получаем формулу, связывающую температуру смеси и ее скорость:

$$T = T_{(0)} - \frac{v^2}{2c_p},$$

которая применительно к областям А и I (рис. 1) представляется соответственно в виде:

$$T_A = T_{(0)} - \frac{v_A^2}{2c_p}, \quad T_I = T_{(0)} - \frac{v_I^2}{2c_p}. \quad (7)$$

С другой стороны, используя уравнение Менделеева — Клапейрона [10]

$$\frac{p_I}{\rho_I T_I} = \frac{p_A}{\rho_A T_A} = R, \quad (8)$$

мы можем найти температуру покоящейся смеси

$$T_{(0)} = \frac{p_{A(0)}}{R \cdot \rho_{A(0)}}, \quad (9)$$

здесь R — газовая постоянная, а $p_{A(0)}$, $\rho_{A(0)}$ — соответственно давление и плотность смеси перед скачком уплотнения при условии, что смесь покоится. Из первого равенства (7) с учетом формулы (9) имеем

$$p_A = \rho_A \left(\frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}} - \frac{R v_A^2}{2c_p} \right). \quad (10)$$

Поскольку газовую постоянную R можно определить из соотношения [10]

$$R = c_p \frac{k-1}{k},$$

где c_p — теплоемкость смеси при постоянном давлении, k — показатель адиабаты Пуассона, то формулу (10) преобразуем к виду:

$$p_A = \rho_A \left(\frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}} - \frac{k-1}{2k} v_A^2 \right). \quad (11)$$

Аналогично получаем формулу применительно к параметрам смеси за ударным фронтом

$$p_I = \rho_I \left(\frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}} - \frac{k-1}{2k} v_I^2 \right). \quad (12)$$

Вычтем равенство (11) из равенства (12)

$$p_I - p_A = (\rho_I - \rho_A) \frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}} + \frac{k-1}{2k} (\rho_A v_A^2 - \rho_I v_I^2),$$

и, учитывая в полученном равенстве формулу (3), приходим к уравнению

$$(p_I - p_A) \cdot \frac{k+1}{2k} = (\rho_I - \rho_A) \frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}},$$

из которого находим:

$$\frac{p_I - p_A}{\rho_I - \rho_A} = \frac{2k}{k+1} \cdot \frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}}. \quad (13)$$

Если скорость течения смеси является критической ($v_{kp} = a_{kp}$), то уравнение Бернулли [6]:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{a^2}{k-1} = \frac{a_{(0)}^2}{k-1} \quad (14)$$

преобразуется к виду:

$$a_{kp}^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{k-1} \right) = \frac{a_{(0)}^2}{k-1},$$

откуда получаем соотношение:

$$a_{(0)} = a_{kp} \sqrt{\frac{k+1}{2}}, \quad (15)$$

где скорость звука $a_{(0)}$ в покоящемся газе может быть определена по формуле:

$$a_{(0)} = \sqrt{k \frac{p_{(0)}}{\rho_{(0)}}}. \quad (16)$$

Подставив (15) в уравнение (14), представим уравнение Бернулли следующим образом:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{a^2}{k-1} = a_{kp}^2 \frac{k+1}{2(k-1)}. \quad (17)$$

В силу формул (15) и (16), равенство (13) можно преобразовать к виду:

$$\frac{p_1 - p_A}{\rho_1 - \rho_A} = a_{kp}^2, \quad (18)$$

а затем, приравняв правые части равенств (4) и (18), приходим к следующему соотношению между величинами скорости смеси на противоположных сторонах ударного фронта

$$v_A v_1 = a_{kp}^2. \quad (19)$$

Разделив равенство (19) на величину a_{kp}^2 , преобразуем его к виду:

$$\frac{v_A}{a_{kp}} \cdot \frac{v_1}{a_{kp}} = 1 \quad (20)$$

и учитывая, что

$$\lambda_A = \frac{v_A}{a_{kp}}, \quad \lambda_1 = \frac{v_1}{a_{kp}} \quad (21)$$

являются приведенными скоростями λ_A , λ_1 , равенство (20) представляется в виде

$$\lambda_A \cdot \lambda_1 = 1. \quad (22)$$

Для удобства дальнейших рассуждений нам будет удобнее полагать, что смесь поступает в область детонации со скоростью v_A , а ударный фронт неподвижен. Поскольку ударный фронт распространяется со сверхкритической скоростью ($v_A > a_{kp}$), то скорость смеси за ударным фронтом, как следует из формулы (22), всегда ниже критической ($v_1 < a_{kp}$). Следовательно, процесс горения, обусловленный детонационным процессом, протекает в дозвуковой области пылегазовоздушного потока. Таким образом, в слое I возникает ударный фронт, а в слое II, где имеет место процесс горения, возникает волна разрежения (см. рис. 1).

Далее сложим равенства (11) и (12)

$$p_1 + p_A = (\rho_1 + \rho_A) \frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}} - \frac{k-1}{2k} (\rho_A v_A^2 + \rho_1 v_1^2). \quad (23)$$

и учитывая (1), преобразуем выражение в скобках в правой части к виду:

$$\rho_A v_A^2 + \rho_1 v_1^2 = v_1 v_A (\rho_1 + \rho_A),$$

в силу которого, выражение (23) приобретает вид:

$$p_1 + p_A = (\rho_1 + \rho_A) \left(\frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}} - \frac{k-1}{2k} v_1 v_A \right),$$

откуда получаем следующее равенство:

$$\frac{p_1 + p_A}{\rho_1 + \rho_A} = \frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}} - \frac{k-1}{2k} v_1 v_A. \quad (24)$$

Равенство (24) допускает дальнейшее преобразования, для чего вначале из формулы (13) получим выражение:

$$\frac{p_{A(0)}}{\rho_{A(0)}} = \frac{p_1 - p_A}{\rho_1 - \rho_A} \cdot \frac{k+1}{2k},$$

учитывая которое вместе с формулой (4), приведем равенство (24) к виду

$$\frac{p_1 - p_A}{\rho_1 - \rho_A} = k \frac{p_1 + p_A}{\rho_1 + \rho_A}, \quad (25)$$

откуда после несложных преобразований получаем соотношение между плотностями смеси на противоположных сторонах ударного фронта

$$\frac{\rho_1}{\rho_A} = \frac{\frac{k+1}{k-1} + \frac{p_A}{p_1}}{1 + \frac{k+1}{k-1} \cdot \frac{p_A}{p_1}}. \quad (26)$$

Из уравнения импульсов (2) получаем равенство

$$\frac{p_1}{p_A} - 1 = \frac{\rho_A}{p_A} v_A^2 \left(1 - \frac{v_1}{v_A} \right), \quad (27)$$

в котором имеет место соотношение

$$\frac{v_1}{v_A} = \frac{\rho_A}{\rho_1},$$

вытекающее из уравнения неразрывности (1), и, поскольку скорость звука в области A определяется по формуле

$$a_A = \sqrt{k \frac{p_A}{\rho_A}},$$

то равенство (27) преобразуется к виду

$$\frac{p_1}{p_A} - 1 = k M_A^2 \left(1 - \frac{\rho_A}{\rho_1} \right), \quad (28)$$

где $M_A = v_A/a_A$ — число Маха в области A. Подставив в равенство (28) соотношение ρ_A/ρ_1 из формулы (26), и выполнив достаточно

громоздкие преобразования, приходим к равенству

$$\frac{p_1}{p_A} = \frac{2k}{k+1} M_A^2 - \frac{k-1}{k+1}. \quad (29)$$

Анализируя формулу (29), замечаем, что при уменьшении числа Маха в набегающем потоке до значения $M_A = 1$ ударный фронт вырождается, поскольку в этом случае $p_1 = p_A$. В дозвуковом же потоке, как уже указывалось выше, ударный фронт невозможен. С ростом числа Маха M_A относительное давление p_1/p_A нелинейно увеличивается (рис. 2, а), а при стремлении $M_A \rightarrow \infty$ давление также стремится к бесконечности $p_1/p_A \rightarrow \infty$.

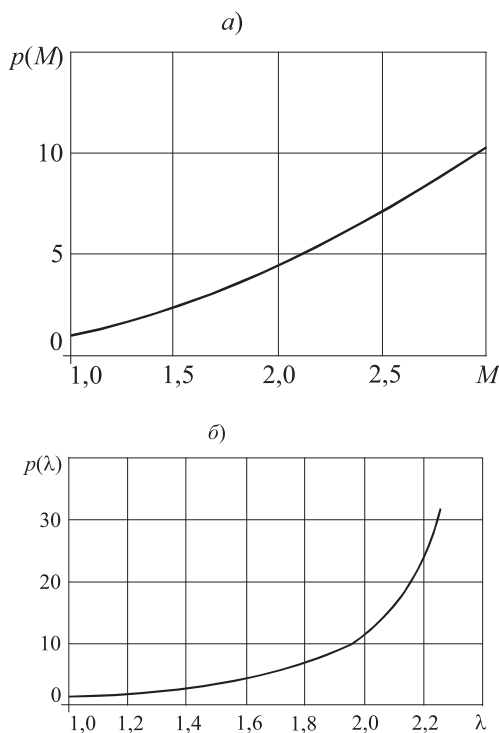


Рис. 2. График зависимости относительного давления $p = p_1/p_A$ смеси от числа Маха (а) и от приведенной скорости (б)

Можно выразить отношение давлений в ударном фронте в зависимости от приведенной скорости λ_A . Для этого воспользуемся уравнением (17) и формулами (21), с помощью которых приходим к равенству

$$2 \frac{\lambda^2}{M^2} = k + 1 - (k - 1) \lambda^2,$$

откуда получаем следующую зависимость между числом Маха и приведенной скоростью

$$M^2 = \frac{2\lambda^2}{k + 1 - (k - 1)\lambda^2}, \quad (30)$$

график которой представляет собой вогнутую кривую, причем ее кривизна тем больше, чем выше показатель адиабаты Пуассона смеси (рис. 3).

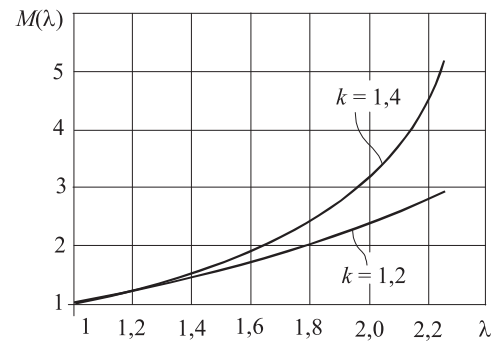


Рис. 3. Графики зависимости числа Маха от приведенной скорости для ряда значений k

Подставив (30) в равенство (29) и выполнив преобразования, приходим к формуле:

$$\frac{p_1}{p_A} = \frac{\lambda_A^2 (k + 1) - (k - 1)}{k + 1 - (k - 1) \lambda_A^2}, \quad (31)$$

выражающей зависимость относительного давления p_1/p_A от приведенной скорости. График зависимости показан на рис. 2, б, анализ которого показывает, что при $\lambda_A > 2$ относительное давление резко возрастает с увеличением приведенной скорости, а при значении λ_A , равном:

$$\lambda_A = \frac{k + 1}{k - 1},$$

знаменатель в (31) становится равным нулю. Следовательно, при таком значении λ_A функция (31) не определена.

Подставив формулу (29) в уравнение (26), получим зависимость плотности смеси за ударным фронтом от числа Маха M_A

$$\frac{\rho_1}{\rho_A} = \frac{\frac{k+1}{k-1}}{1 + \frac{1}{M_A^2} \cdot \frac{2}{k-1}}. \quad (32)$$

Подставляя в (32) выражение (30), получаем связь между отношением плотностей ρ_1/ρ_A и квадратом приведенной скорости

$$\frac{\rho_1}{\rho_A} = \lambda_A^2. \tag{33}$$

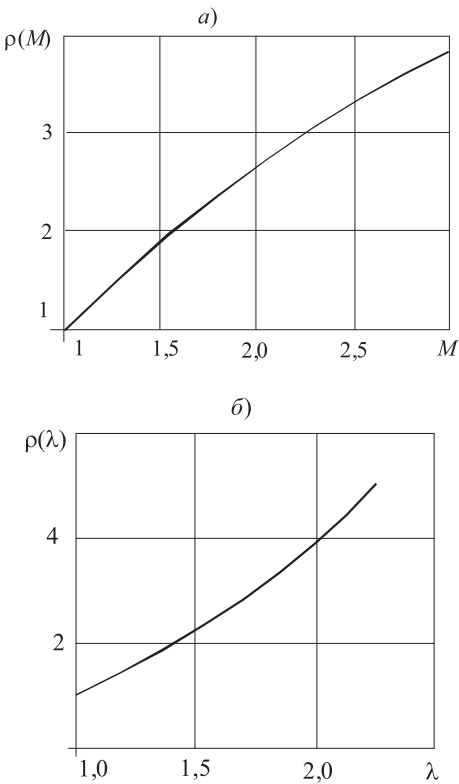


Рис. 4. Графики зависимости относительной плотности $\rho = \rho_1/\rho_A$ от числа Маха (а) и от приведенной скорости (б)

Из анализа формулы (32) видим, что при значении числа $M_A \rightarrow \infty$ плотность смеси на ударном фронте остается величиной конечной, равной

$$\lim_{M_A \rightarrow \infty} (\rho_1 / \rho_A) = \frac{k + 1}{k - 1},$$

которая является максимально возможной величиной

$$\lim_{M_A \rightarrow \infty} (\rho_1 / \rho_A) = (\rho_1 / \rho_A)_{\max}, \tag{34}$$

Так, например, для воздуха, у которого $k = 1,4$, максимальное увеличение плотности газовой смеси в ударном фронте составляет

$$(\rho_1 / \rho_A)_{\max} = \frac{1,4 + 1}{1,4 - 1} = 6,$$

а с уменьшением показателя k значение плотности $(\rho_1 / \rho_A)_{\max}$ увеличивается (рис. 5).

Решая совместно равенства (1) и (4)

$$\begin{cases} \rho_1 v_1 = \rho_A v_A, \\ \frac{p_1 - p_A}{\rho_1 - \rho_A} = v_1 v_A, \end{cases}$$

относительно скорости v_A , находим формулу

$$v_A = \sqrt{\frac{p_1 - p_A}{\rho_1 - \rho_A} \frac{\rho_1}{\rho_A}}, \tag{35}$$

по которой можно определить скорость ударного фронта в неподвижном воздухе.

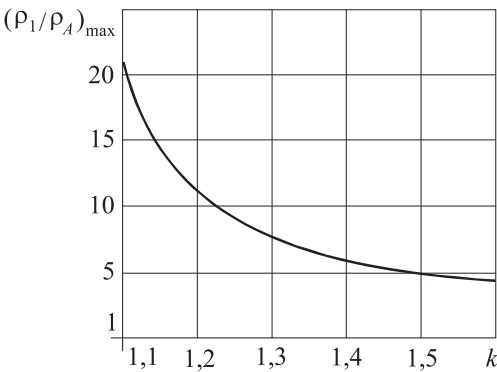


Рис. 5. График зависимости максимальной плотности $(\rho_1 / \rho_A)_{\max}$ от показателя k

Такой результат нам представляется вполне естественным, поскольку, чтобы остановить ударный фронт следует направить пылегазовоздушный поток навстречу фронту и сообщить ему скорость, равную скорости ударного фронта.

Далее из формулы (19) получим выражение

$$v_1 = \frac{1}{v_A} a_{kp}^2 = \frac{a_{kp}}{\lambda_A},$$

в которое подставим соотношение (33), в результате чего получим формулу

$$v_1 = a_{kp} \sqrt{\frac{\rho_A}{\rho_1}} \tag{36}$$

для определения относительной скорости газа за ударным фронтом. Из (36) имеем

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{\rho_A}{\rho_1}}, \tag{37}$$

и, подставляя сюда (34), определяем минимально возможное значение приведенной скорости:

$$\lambda_{1,\min} = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}}, \quad (38)$$

график которого в зависимости от показателя адиабаты Пуассона показан на рис. 6.

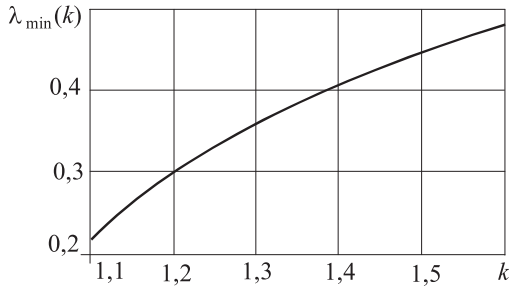


Рис. 6. График зависимости минимальной приведенной скорости от показателя k

Анализ рис. 6 показывает, что с ростом показателя адиабаты Пуассона минимальное значение приведенной скорости нелинейно увеличивается.

Из уравнения Менделеева–Клапейрона (8) вытекает равенство

$$\frac{T_1}{T_A} = \frac{p_1}{p_A} \cdot \frac{\rho_A}{\rho_1}, \quad (39)$$

подставив в которое формулы (31) и (33), приходим к выражению:

$$\frac{T_1}{T_A} = \frac{\lambda_A^2(k+1) - (k-1)}{k+1 - (k-1)\lambda_A^2} \cdot \frac{1}{\lambda_A^2}. \quad (40)$$

Учитывая в выражении (40) формулу (38), получаем отношение T_1/T_A в более простом виде:

$$\frac{T_1}{T_A} = \frac{1 - \left(\frac{\lambda_{1,\min}}{\lambda_A} \right)^2}{1 - (\lambda_{1,\min} \cdot \lambda_A)^2}. \quad (41)$$

Графики зависимости относительной температуры T_1/T_A от числа Маха и приведенной скорости показаны на рис. 7, который показывает, что с ростом числа Маха и приведенной скорости относительная температура нелинейно увеличивается.

При этом функция $T_1/T_A(\lambda_A)$, определяемая формулой (41), как и функция (31), в точке $\lambda = \lambda_A = (k+1)/(k+2)$ не определена.

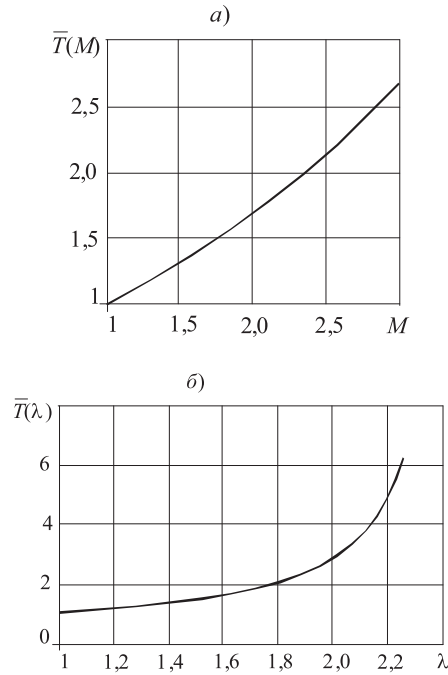


Рис. 7. Графики зависимости относительной температуры $T = T_1/T_A$ от числа Маха (а) и от приведенной скорости (б)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Если смесь натекает на ударный фронт со сверхкритической скоростью, то за ударным фронтом скорость всегда ниже критической и поэтому движется с дозвуковой скоростью. Следовательно, процесс горения, обусловленный детонационным процессом, всегда протекает в дозвуковой области потока.

2. При неограниченном увеличении числа Маха в набегающем потоке давление и температура смеси на ударном фронте стремятся к бесконечности, в то время как, плотность стремится к конечной величине, являющейся максимально возможной плотностью, зависящей только от показателя адиабаты Пуассона.

3. Давление и температура смеси на ударном фронте в зависимости от приведенной скорости имеют точки разрыва второго рода, в которых эти параметры не определены.

4. Минимальное значение приведенной скорости за ударным фронтом с ростом показателя адиабаты Пуассона нелинейно увеличивается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 478 с.
2. Великович А. Л., Либерман М. А. Физика ударных волн в газах и плазме. М.: Наука, 1987. 296 с.
3. Кобылкин И. Ф., Селиванов В. В., Соловьев В. С., Сысоев Н. Н. Ударные и детонационные волны. Методы исследования. 2-е изд. М.: Физматлит. 2004. 376 с.
4. Васильев А. А., Васильев В. А. Расчетные и экспериментальные параметры горения и детонации смесей на основе метана и угольной пыли // Вестник Научного центра по безопасности работ в угольной промышленности. 2016. № 2. С. 8–39.
5. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высшая школа, 1970. 712 с.
6. Серрин Дж. Математические основы классической механики жидкости. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2001. 256 с.
7. Черданцев С. В., Шлапаков П. А., Лебедев К. С., Ерастов А. Ю., Хаймин С. А., Колыхалов В. В., Шлапаков Е. А. Определение давления в пылегазовоздушных смесях за фронтом ударной волны при разных показателях адиабаты Пуассона на противоположных сторонах фронта // Вестник Научного центра ВостНИИ по промышленной и экологической безопасности. 2019. № 1. С. 29–42.
8. Черданцев С. В., Шлапаков П. А., Шлапаков Е. А., Лебедев К. С., Ерастов А. Ю. Теплофизические и газодинамические условия протекания процессов дефлаграции и детонации в пылегазовоздушных потоках горных выработок вблизи очагов самонагрева // Химическая физика и мезоскопия. 2019. Том 21. № 2. С. 179–189.
9. Черданцев С. В., Шлапаков П. А. Анализ состояния пылегазовоздушных смесей в атмосфере горных выработок вблизи очагов самонагрева // Безопасность труда в промышленности. 2019. № 10. С. 15–21.
10. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М: Атомиздат, 1979. 416 с.

DOI: 10.25558/VOSTNII.2025.41.64.006

UDC 622.272:516.02

© S. V. Cherdantsev, N. V. Cherdantsev, P. A. Shlapakov, V. V. Kolykhalov, S. A. Khaymin, 2025

S. V. CHERDANTSEV

Doctor of Engineering Sciences,
Chief Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: svch01@yandex.ru

N. V. CHERDANTSEV

Doctor of Engineering Sciences,
Chief Researcher
Federal Research Center for Coal
and Coal Chemistry, Kemerovo
e-mail: nvch2014@yandex.ru

P. A. SHLAPAKOV

Candidate of Engineering Sciences,
Head of Laboratory
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: shlapak1978@mail.ru

V. V. KOLYKHALOV

Senior Research Associate
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: X77kem@mail.ru

S. A. KHAYMIN

Senior Research Associate
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: hsa007@mail.ru

ON SOME GAS-DYNAMIC PATTERNS ACCOMPANYING DETONATION PROCESSES IN DUST AND GAS-AIR MIXTURES OF THE MINE ATMOSPHERE

The underground mining of coal deposits is inevitably accompanied by the formation of coal dust in the treatment and preparatory faces and its spread throughout the mine atmosphere of the coal mine. Mixing with methane released from the destroyed coal and air supplied to the mine workings, coal dust forms dust and gas-air mixtures, which are combustible mixtures that, under certain conditions, are prone to detonation processes, the power of which can be significant, which causes the formation of shock waves with great destructive force. In our opinion, the study of the detonation process in a dust-gas-air mixture is quite an urgent and complex task, both from a physical and mathematical point of view. In this article, based on a number of assumptions, some gas-dynamic and thermophysical processes accompanying the formation and flow of detonation waves in the atmosphere of mining operations are discussed. During the study of these processes, the relationships between the main gas dynamic parameters on opposite sides of the shock front were found. Graphs of gas dynamic parameters were constructed, the analysis of which revealed a number of patterns of detonation processes.

Keywords: DUST AND GAS-AIR MIXTURES, DETONATION PROCESS, RUPTURE SURFACE, SHOCK FRONT, CONSERVATION LAWS IN INTEGRAL FORM, BERNOULLI EQUATION, POISSON'S ADIABATIC INDEX, MACH NUMBER, REDUCED VELOCITY

REFERENCES

1. Zeldovich Ya. B., Barenblatt G. I., Librovich V. B., Makhviladze G. M. Mathematical theory of gorenje and explosion. Moscow: Nauka, 1980. 478 p. [In Russ.].
2. Velikovich A. L., Lieberman M. A. Physics of shock waves in gases and plasma. Moscow: Nauka, 1987. 296 p. [In Russ.].
3. Kobylkin I. F., Selivanov V. V., Solovyov B. C., Sysoev N. N. Shock and detonation waves. Research methods. 2nd ed. Moscow: Fizmatlit. 2004. 376 p. [In Russ.].
4. Vasiliev A. A., Vasiliev V. A. Calculated and experimental parameters of gorenje and detonation of mixtures based on methane and coal dust // Bulletin of the Scientific Center for Safety of work in the coal industry. 2016. No. 2. pp. 8-39. [In Russ.].
5. Koshlyakov N. S., Gliner E. B., Smirnov M. M. Partial differential equations of mathematical physics. Moscow: Higher School, 1970. 712 p. [In Russ.].
6. Serrin J. Mathematical foundations of classical fluid mechanics. Izhevsk: SIC «Regular and chaotic dynamics». 2001. 256 p. [In Russ.].
7. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Lebedev K. S., Erastov A. Yu., Khaimin S. A., Kolykhalov V. V., Shlapakov E. A. Determination of pressure in dust and gas-air mixtures behind the shock wave front at different Poisson's adiabatic values on opposite sides of the front // Bulletin of the VostNII Scientific Center for Industrial and Environmental Safety. 2019. No. 1. P. 29–42. [In Russ.].
8. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Shlapakov E. A., Lebedev K. S., Erastov A. Yu. Thermophysical and gas-dynamic conditions of deflagration and detonation processes in dust and gas-air flows of mine workings near self-heating foci // Chemical Physics and Mesoscopy. 2019. Vol. 21. No. 2. P. 179–189. [In Russ.].
9. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A. Analysis of the state of dust and gas-air mixtures in the atmosphere of mine workings near self-heating centers // Occupational safety in industry. 2019. No. 10. P. 15–21. [In Russ.].
10. Kutateladze S. S. Fundamentals of the theory of heat transfer. Moscow: Atomizdat, 1979. 416 p. [In Russ.].